УДК 534.29

К РАСЧЕТУ КОЭФФИЦИЕНТА ДИФФУЗИИ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В ЗВУКОВОМ ПОЛЕ

В. И. Тимошенко

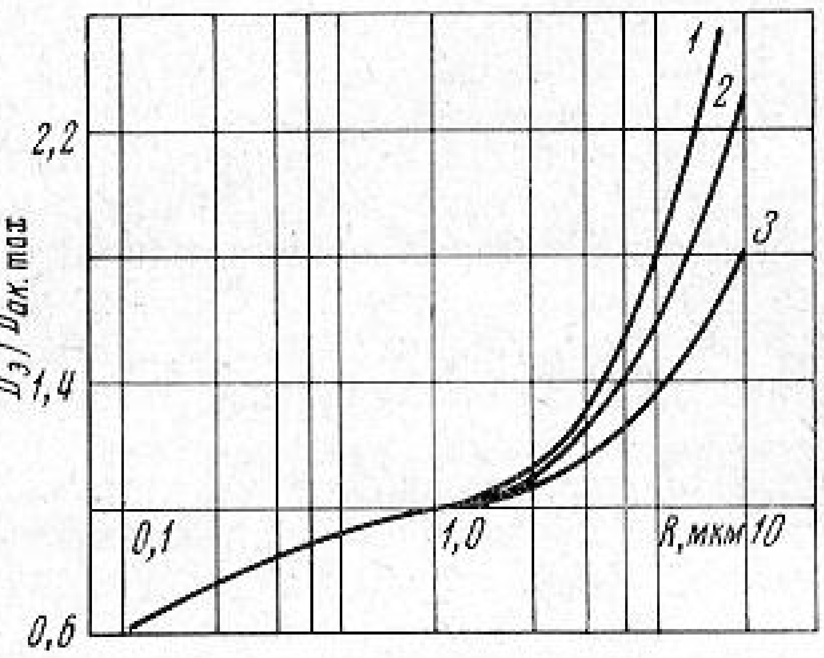
Для описания многих процессов массопереноса в мощных звуковых полях необходимо знать коэффициент диффузии частиц при наличии колебательного движения среды. Вопрос о нахождении коэффициента диффузии аэрозольных частиц в звуковом поле приобретает принципиальное значение при составлении уравнений кинетики процесса акустической коагуляции [1].

При расчетах в настоящее время используют эйнштейновское значение коэффициента диффузии [2]

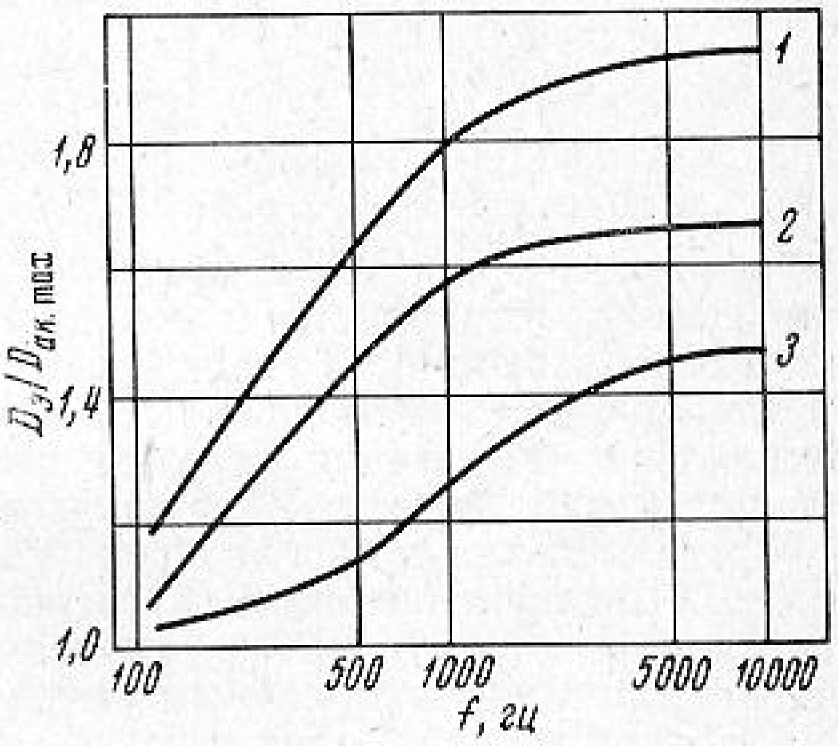
$$D_э = kT\mu, \tag{1}$$

где k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, μ — подвижность частицы, определяемая как коэффициент пропорциональности между действующей силой и скоростью частицы. Для сферической частицы радиуса R, движущейся в среде с вязкостью η в соответствии с законом Стокса, $\mu = {}^1/_6\pi\eta R$.

Для частиц размером 0,1 ÷ 10 *мкм* в звуковом поле имеет место определенная специфика движения и ее следует учитывать при определении коэффициента диффузии. Как показано в работе [3], при движении аэрозольных частиц в звуковом поле реализуется осееновский режим обтекания. В квазистационарном приближе-



Фиг. 1



Фиг. 2

нии с учетом осееновской силы сопротивления подвижность аэрозольных частиц в звуковом поле для установившегося режима принимает значение

$$\mu_{ак} = {}^1/_6\pi\eta R(1+3\mathrm{Re}/16), \tag{2}$$

гфе $\mathrm{Re} = 2R|V|/\nu$ — число Рейнольдса, $\nu = \eta/\rho$ — кинематическая вязкость, ρ — плотность среды, V — скорость обтекания аэрозольной частицы $V = U - v$, U — скорость движения частичек среды, v — скорость движения аэрозольной частицы. Если U изменяется по закону $U = U_0 \cos\omega t$; $\omega = 2\pi f$ — круговая частота, то $V = U_0 m \sin(\omega t - \varphi)$, $v = Un\cos(\omega t - \varphi)$, где $m = \sin\varphi = \Omega/(1+\Omega^2)^{1/2}$ — коэффициент обтекания; $n = \cos\varphi = 1/(1+\Omega^2)^{1/2}$ — коэффициент увлечения, $\Omega = \omega\tau$; $r = 2\delta R^2/9\eta$ — время релаксации, δ — плотность материала частицы, $\varphi = \operatorname{arctg}\Omega$ — угол сдвига фазы между колебанием среды и частицы.

Расчеты показывают, что для малых частиц размером менее 2 *мкм* поправка Осеена практически не оказывает влияния на подвижность частиц по сравнению со стоксовской. Однако для малых частиц, соизмеримых по размерам с длиной свободного пробега l, начинает сказываться прерывистость среды. При этом, используя выражения, полученные Милликеном [4], можно учесть изменение сопротивления движению частицы, а следовательно, и ее подвижности. Поправка Милликена в выражении для силы сопротивления сопровождает радиус частицы R в степени минус единица и равна

$$1 + A(l/R) + Q(l/R)\exp(-bR/l) = 1 + \alpha, \tag{3}$$

где A, Q, b — константы, равные $A = 1{,}246$; $Q = 0{,}42$; $b = 0{,}87$; $l = 0{,}653\cdot10^{-7}$ *м*. Для частиц размером более 1 *мкм* поправка Милликена практически не сказывается.

Из формулы (1) с учетом выражений (2) и (3) нетрудно получить выражение для коэффициента диффузии аэрозольных частиц размерами $0,1 \div 10$ *мкм*, находящихся в звуковом поле,

$$D_{\text{ак}} = D_{\text{э}}(1+\alpha) / (1+3\mathrm{Re}/16). \tag{4}$$

Выражение (4) было рассчитано при различных значениях параметров звукового поля и аэрозоля. Результаты расчетов приведены на фиг. 1 и 2. На фиг. 1 представлены графики относительного изменения максимального отклонения коэффициента диффузии $D_{\text{ак}\,\max}$ в звуковом поле в функции от размера частиц с плотностью $\delta = 1.0$ *г/см*³ при значениях амплитуды колебательной скорости $U_0 = 700$ *см/сек* (кривая *1*), $U_0 = 500$ *см/сек* (кривая *2*) и $U_0 = 300$ *см/сек* (кривая *3*) в воздухе на частоте $f = 1000$ *гц*. Как видно из графиков, с увеличением амплитуды звуковой волны увеличивается отклонение значения $D_{\text{ак}}$ от эйнштейновского значения в правой ветви графиков для частиц больше 2 *мкм*. Отклонение значения $D_{\text{ак}}$ от эйнштейновского значения вызвано изменением подвижности частиц: в правых ветвях графиков — из-за изменения силы сопротивления при осеновском обтекании (осеновская добавка является гармонической функцией времени), в левых ветвях — из-за влияния прерывистости среды.

С ростом частоты увеличивается различие между $D_{\text{ак}}$ и $D_{\text{э}}$. Для иллюстрации на фиг. 2 приведены кривые относительного изменения $D_{\text{ак.}\,\max}$ в функции от частоты для частиц радиуса $R = 5$ *мкм*, $\delta = 1,0$ *г/см*³ при $P_0 = 700$ *см/сек* (кривая *1*), $U_0 = 500$ *см/сек* (кривая *2*) и $U_0 = 300$ *см/сек* (кривая *3*).

Как видно из представленных результатов, из-за изменения подвижности малых частиц в звуковом поле имеет место значительное отклонение (достигающее двукратного) коэффициента диффузии от эйнштейновского значения. В приведенных расчетах не учитывалось изменение температуры в звуковой волне, так как в работе [2] показано, что влияние этого фактора на коэффициент диффузии незначительно; изменение составляет около 0,1% от значения $D_{\text{э}}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Jessel, V. Timochenko. Sur la dynamique des processus de coagulation acoustique Série Acoustique. C. R. Acad. sci., 1971, **272**, 1457—1460, Sér. B.
2. Физические основы ультразвуковой технологии. Под ред. Л. Д. Розенберга. М., «Наука», 1970, 519—521.
3. В. И. Тимошенко. К расчету относительного движения аэрозольных частиц в акустическом поле. Акуст. ж., 1970, **16**, 4, 570—574.
4. Н. А. Фукс. Успехи механики аэрозолей. М., Изд-во АН СССР, 1961.

Таганрогский радиотехнический институт

Поступила 5 июля 1972 г.

УДК 534.231.1:539.3

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН В ВЯЗКОУПРУГОЙ СЛОИСТОЙ СРЕДЕ

А. М. Швиданенко

Рассмотрим прохождение нормально падающей волны через слоистую пластинку, образованную чередующимися слоями из двух различных материалов; два смежных слоя, *a* и *s*, образуют повторяющийся элементарный слой. Амплитуды волн в слоях *a* и *s* можно определить при помощи матриц $\|a\|$ и $\|b\|$. Тогда зависимость между амплитудами падающих, прошедшей и отраженных *i*-м элементарным слоем волн можно задать в виде матрицы $\|d\|$, равной произведению матриц $\|a\|$ и $\|b\|$ [1].

Элементы матрицы $\|d\|$ равны:

$$d_{11} = P_a P_s \frac{(1-2V^2)^2}{1-V^2} - \frac{P_s V^2}{P_a(1-V^2)}, \qquad d_{12} = P_a P_s \frac{(1-2V^2)V}{1-V^2} + \frac{P_s V}{P_a(1-V^2)},$$
$$d_{21} = -\frac{P_a}{P_s}\frac{V(1-2V^2)}{1-V^2} - \frac{V}{P_a P_s(1-V^2)}, \qquad d_{22} = \frac{1}{P_a P_s(1-V^2)} - \frac{P_a V^2}{P_a(1-V^2)}. \tag{1}$$